第 41 卷 第 4 期
2023 年 12 月

天 文 学 进 展
PROGRESS IN ASTRONOMY

Vol. 41, No. 4
Dec., 2023

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2023.04.05

富尘埃宽发射线类星体的 CO 发射

刘丰源[1,2]，戴 昱[1,2]，吴京文[2,1]

(1. 中国科学院 国家天文台，北京 100012； 2. 中国科学院大学，北京 100049)

摘要： 富尘埃宽发射线类星体在星系演化中十分关键，而星系中分子气体的信息有助于人们了解其恒星形成潜力等性质。使用 IRAM-30m 望远镜对红移 $0.5 < z < 3$ 之间的 9 个富尘埃宽发射线类星体的 CO 发射线进行了观测，并在 8 个源中成功探测到 9 条不同能级的发射线，其中 5 条为强探测信号，4 条为暂定探测信号。根据 CO 线宽与光度关系，7 个源满足未被引力透镜严重放大的关系，而 1 个源可能被放大约 12 倍。利用文献以及能谱分布拟合得到远红外光度，并对引力透镜效应造成的严重放大进行矫正，估算出它们的恒星形成率为 $(40 \sim 3\,500)\ M_{\odot}\cdot\mathrm{a}^{-1}$，气体耗竭时间为 $(20 \sim 300)$ Ma。将它们的红外光度与 CO 光度进行比较，发现该富尘埃宽发射线类星体样本的恒星形成效率相对其他亚毫米波星系及类星体无明显区别。在该样本中发现了活动星系核相对强度与气体耗竭时间的负相关关系，这与目前的类星体演化理论相符。

关 键 词： 分子气体；类星体；宽发射线；引力透镜

中图分类号： P157.2 **文献标识码：** A

1 引 言

类星体 (quasi-stellar object, QSO) 是星系演化中活动星系核 (active galactic nucleus, AGN) 亮度极高的特殊阶段，它们与宿主星系的协同演化过程是星系物理的重要议题。Sanders 等人 (1988)[1]提出，星系并合可产生星暴主导的极亮红外星系 (ultra-luminous infrared galaxy, ULIRG，$10^{12}L_{\odot} < L_{\mathrm{IR}} < 10^{13}L_{\odot}$)，它首先演化为尘埃遮蔽的类星体。AGN 通过外流等负反馈调节宿主星系的恒星形成，导致星系中尘埃与气体减少。未被遮蔽的宽发射线类星体因此形成，并逐渐演化为息产的椭圆星系。这一结论受到观测[2–4]和流体动力学模拟[5–7]的支持，但仍有许多争议。例如，Bournaud 等人 (2011)[8]提出，在高红移的盘星系内，块状物质的不均匀性导致内流，造成了中心黑洞和星系恒星形成活动的增长。在

收稿日期： 2023-03-27； **修回日期：** 2023-04-17

资助项目： 国家重点研发计划 (2022YFA1605300)；国家自然科学基金 (12273051, 11933003)

通讯作者： 戴昱，ydai@nao.cas.cn

这种理论下，AGN 的遮蔽物来自于厚而致密的气态盘。与类星体的统一模型[9]类似，该模型下 AGN 受遮蔽的程度与观测倾角有关。

富尘埃宽发射线类星体 (dust-rich broad-emission-line quasar, DBQ) 的发现[10]对传统的类星体演化理论提出了挑战。它们的红外光度高，达到亮红外星系量级或以上 (luminous infrared galaxy, LIRG，$10^{11}L_{\odot} < L_{\rm IR} < 10^{12}L_{\odot}$)。这意味着宿主星系含有大量的尘埃 (尘埃质量约 $10^{9}M_{\odot}$[10])。但同时，它们又具有光学波段宽发射线的类星体特征，这表明星系核在视线方向上几乎未被尘埃遮蔽。这两种看似矛盾的现象表明，DBQ 内部的物质分布很可能与已知的星系不同。例如，Ivison 等人 (2019)[11]提出，AGN 的宽线区特征可能通过气体和尘埃的空腔透出而被观测到。尘埃和气体辐射也可能主要存在于空间投影距离近而未被分辨出的伴源中，因此不会遮蔽类星体的辐射。类似的情况已在 WISSH 类星体项目中被发现[12]。此外，DBQ 被认为是一种寿命短暂的过渡阶段[13]，它们处在富尘埃而缺乏明亮 AGN 活动的亚毫米波星系 (submillimeter galaxy, SMG) 转变为贫尘埃的宽发射线类星体中间时期，因而是检验类星体演化模型的绝佳样本。

在类星体演化模型中，恒星形成活动是类星体与宿主星系协同演化的重要体现。观测已发现类星体的恒星形成区较为致密，恒星形成率面密度高，这与 SMG 中较为延展的恒星形成活动不同[14]。然而，许多衡量恒星形成性质的手段难以排除其它效应的影响，因此在 DBQ 中应用时准确度存疑。例如，使用尘埃辐射的红外光度 ($L_{\rm IR}$) 得到的恒星形成率可能受到 AGN 的污染[10]，这种简并需要发射线观测才能打破，例如观测 Hα[15, 16]、多环芳香烃 (polycyclic aromatic hydrocarbon, PAH) [17, 18]等。在不同态的星际介质 (interstellar medium, ISM) 中，分子气体是形成恒星的原料，与星系形成新恒星的能力最直接相关。一氧化碳 (CO) 在星际分子气体中丰度仅次于氢分子 (H_2)，且所需的激发温度低 (第一激发态仅需 5 K)，能很好地示踪分子气体[14]。因此，CO 的发射线能提供关于星系恒星形成潜力的关键信息。

除此之外，CO 发射线还具有检验引力透镜效应的作用。引力透镜放大效应已经在高红移巡天中被广泛发现[19–22]，许多光度为 ULIRG、超亮红外星系 (hyper-luminous infrared galaxy, HyLIRG，$10^{13}L_{\odot} < L_{\rm IR} < 10^{14}L_{\odot}$) 已被证认为受到引力透镜严重放大[23–26]。这种效应导致天体具有较高的红外流量，从而易被判断为 DBQ 等高红外光度星系。因此，有必要确认已被选取为 DBQ 的源是否严重受到引力透镜效应影响。Harris 等人 (2012)[27]提出，在富尘埃恒星形成星系 (dusty star-forming galaxy, DSFG) 中，CO(1-0) 发射线的光度与其线宽存在着指数关系。这一结论很快被拓展到了其他种类的星系 (例如不同红移的 SMG[28]、QSO[29]) 以及其他更高阶的 CO 发射线[30]中。受前景天体引力放大的星系光度升高，从而偏离此关系，偏离程度与放大倍数有关。严格的引力透镜建模需要高分辨率的图像信息才能还原星系的放大情况，往往需要耗时的毫米波干涉阵观测[31–34]。但利用 CO 发射线观测，即便在未分辨星系的情况下，其被引力透镜放大的情况也可以得到评估。通过观测 DBQ 的 CO 发射线，我们能够发现并大致纠正引力透镜效应，初步还原 DBQ 的真实光度，从而更好地确定其恒星形成率、尘埃含量等性质。

在这篇文章中，我们将汇报使用 IRAM-30m 望远镜对 9 个 DBQ 的 CO 发射线观测

情况。在第 2 章中，我们介绍样本的选择、观测情况及数据处理方法；第 3 章介绍观测结果，包括 CO 发射线的情况，及对应的分子气体性质；我们在第 4 章讨论了该样本的引力透镜效应，并分析了红外连续谱以及恒星形成性质；第 5 章进行总结和展望。在整篇文章中，使用 Chabrier (2003)[35]给出的初始质量函数，以及普朗克团队于 2018 年给出的宇宙学参数[36]，分别为总物质密度 $\Omega_{\rm m} = 0.315$、暗能量密度 $\Omega_\Lambda = 0.685$、哈勃常数 $H_0 = 67.4\,{\rm km\cdot s^{-1}\cdot pc^{-2}}$。

2 选源、观测与数据处理

2.1 样本选择

本研究选源方式与 Dai 等人 (2012)[10]选取 DBQ 样本的方式相同。样本选自斯皮策空间望远镜广域红外河外巡天 (Spitzer Wide-area InfraRed Extragalactic Survey, SWIRE)[37] 多波段成像光度计 (multiband imaging photometer, MIPS) 的 24 μm 波段数据。所选类星体满足 24 μm 流量 $S_{24\mu{\rm m}} > 0.4\,{\rm mJy}$ (约 8σ)，且斯隆数字巡天 (Sloan Digital Sky Survey, SDSS) 的 r 波段 AB 星等 $r_{\rm AB} < 22.5$ mag。通过 MMT Hectospec[38]或 SDSS[39]的光谱数据确定它们为宽发射线类星体，即光学 C IV 或 Mg II 谱线半高全宽 (full width half maximum, FWHM) $FWHM_{\rm opt} > 1\,000\,{\rm km\cdot s^{-1}}$[40]。为确定它们的远红外性质，所选源与赫歇耳空间望远镜 (Herschel Space Telescope) 的 HerMES 巡天项目[41]的 XID 星表[42]交叉匹配。选源时通过 24 μm 观测确认了在目标源 18″ 半径范围内无邻近源，以防止 SPIRE 250 μm 测光中混入其他已知源的流量，造成干扰。此次观测共选取了 9 个目标源，其中 8 个位于 Lockman Hole - SWIRE (LHS) 天区，1 个位于 XMM-LSS (XMM) 天区。其中大部分源满足红移 $0.5 < z < 2$，仅 1 个源位于 $z \approx 3$。相关信息列于表 1。

表 1　样本性质

名称	赤经	赤纬	红移	$L_{\rm NIR}$ /($10^{12}L_\odot$)	$L_{\rm FIR}$ /($10^{12}L_\odot$)	$L_{\rm IR}$ /($10^{12}L_\odot$)
LHS-M066	10h48min25.99s	57°45′41.2″	0.587	0.46±0.05	0.61±0.04	0.81±0.05
LHS-M104	10h38min42.28s	59°01′09.6″	2.808	46.3±4.6	28.4±2.6	116±11
LHS-M235	10h41min58.51s	57°33′32.0″	1.429	1.47±0.15	5.74±0.49	8.68±0.74
LHS-M244	10h46min04.54s	59°06′47.1″	0.505	0.09±0.01	0.34±0.02	0.44±0.03
LHS-S037	10h38min03.36s	57°27′01.7″	1.285	13.3±1.3	12.9±0.5	29.9±1.2
LHS-S072	10h42min55.64s	57°55′49.8″	1.469	12.5±1.3	3.89±0.76	10.7±2.1
LHS-S119	10h49min19.50s	58°58′50.3″	1.788	6.67±0.67	6.20±0.85	10.9±1.5
LHS-S122	10h49min24.67s	56°29′00.3″	2.024	11.8±1.2	19.1±2.3	39.3±4.7
XMM-S070	02h24min09.91s	−04°47′19.3″	1.819	—	—	—

注：第 1 列表示 ID 名称[10]，字母分别表示天区 (LHS 或 XMM) 和光谱信息来源 (M 代表 MMT Hectosepc，S 代表SDSS)；第 2、3 列表示坐标 (J2000)；第 4 列表示 MMT Hectospec[38]或 SDSS[39]光学光谱红移[10]，误差均不超过 0.001，此处取为 0.001；第 5 列表示近红外光度[10]，未扣除宿主星系贡献。误差来自测光误差，均不超过 10%，此处取 10% 作为误差；第 6 列表示远红外光度[10]，误差为能谱拟合产生的误差；第 7 列表示红外光度[10]，仅考虑能谱拟合产生的误差。

表 1 同时列出 Dai 等人 (2012) [10]对LHS天区中的源能谱分布 (spectral energy distribution, SED) 进行拟合的结果。其中，近红外光度 $L_{\rm NIR}$ 为在静止波长2 $\sim$ 10 μm 范围内对实际观测到的 SED 进行积分。红外光度 $L_{\rm IR}$ 为在静止波长 8 μm 至观测波长 24 μm 范围内对实际观测到的 SED 进行积分，加上在观测波长 24 μm 至静止波长 1 000 μm 范围内对拟合得到的 SED 进行积分。远红外光度 $L_{\rm FIR}$ 为静止波长 40 $\sim$ 300 μm 范围内对拟合得到的 SED 进行积分。不考虑引力透镜放大，LHS 天区样本中有 2 个 LIRG (LHS-M066、LHS-M244)，1 个 ULIRG (LHS-M235)，4 个 HyLIRG (LHS-037、LHS-S072、LHS-S119、LHS-S122) 和 1 个甚亮红外星系 (ELIRG，$L_{\rm IR} > 10^{14}L_{\odot}$) LHS-M104。

2.2 观测与数据处理

在 2011－2013 年间，我们使用 IRAM-30m 望远镜对所选样本的 CO 发射线进行了观测。观测分别使用 Eight MIxer Receiver (EMIR) 前端接收机的 E090、E150、E230 波段，分别覆盖 3 mm、2 mm 和 1.3 mm 大气窗口，对应的波束大小 (half power beam width, HPBW) 分别约为 29″、16″ 和 11″。EMIR 共包含两个各自宽 7.44 GHz 的边带 (sideband)，称为下边带 (lower sideband, LSB) 和上边带 (upper sideband, USB)，各自又分为 2 个等宽的基带。在观测设置的频率下，单个基带覆盖的速度范围约为5 000 $\sim$ 10 000 $\rm km\cdot s^{-1}$。观测使用的后端为宽波段自相关器 WILMA，共包含 16 个单元，每个单元以 2 MHz 的谱分辨率覆盖 512 个通道，对应的原始速度分辨率约为 3 $\sim$ 6 $\rm km\cdot s^{-1}$。由于类星体为致密源，观测选择了摆动切换模式。指向校准至少每 2 h 进行一次，对焦校准至少每 4 h 进行一次。表 2 列出了每个源的在源时间、观测日期、观测频段等信息。

初始观测结果使用天线温度 ($T_{\rm A}^*$) 衡量，单位为 K。我们利用 Kramer (1997)[43]中表 4 给出的点源灵敏度转换因子 $S/T_{\rm A}^*$，将不同波段的天线温度转换为流量 (单位为 Jy)。得到的光谱数据使用 GILDAS 中的 CLASS 软件进行处理。我们首先使用窗口覆盖单次曝光中的尖峰 (spike) 噪音，单个窗口速度范围约 100 $\rm km\cdot s^{-1}$，以确保完全覆盖尖峰区域，且不对尖峰部分外的光谱产生过多影响。随后，窗口内的信号被替换为一阶多项式基线拟合 (拟合时不考虑窗口以及预期谱线区域) 得到的随机高斯噪音。纠正尖峰噪音后的多次曝光受到积分，积分后的光谱首先被平滑至谱分辨率约 60 $\rm km\cdot s^{-1}$，随后对除谱线位置外的整个基带进行基线扣除。我们在源 XMM-S070 的光谱中发现了平台 (platforming) 效应，即积分后光谱的基线在约 163.2 GHz 处存在明显跃变。我们分别使用一阶多项式拟合跃变两侧的基线，并予以扣除。对于测量后发现较窄的谱线，如 LHS-S072 中 CO(5-4) 线的 $FWHM$ 约为 90 $\rm km\cdot s^{-1}$，采用的谱分辨率约为 30 $\rm km\cdot s^{-1}$。

对于大多数源，扣除基线时使用一或二阶多项式拟合。对于 LHS-S037 的 CO(3-2) 和 LHS-M104 的 CO(5-4) 线，通过快速傅里叶变换，在整个基带上发现了频率约为 0.003 $\rm MHz^{-1}$ 的大尺度起伏。我们估计该起伏的零点数量，使用四、五阶多项式对其进行拟合并扣除。高阶多项式拟合已被证明能有效去除单天线望远镜观测数据中的基线周期起伏[44]。我们使用单个高斯轮廓对扣除基线后的发射线进行拟合，并得到频率、线宽、流量及相关不确定性等信息。

表 2　观测情况

日期	目标源	目标谱线	在源时间 /h	静止频率 /GHz	τ	$T_{\rm sys}$ /K	δv /(km·s^{-1})
2011年12月21日	LHS-S072	CO(5-4)	2.5	233.495	0.273	237	2.6
2011年12月22日	LHS-S119	CO(4-3)	2.2	165.366	0.117	126	3.6
	LHS-S122	CO(4-3)	2.1	152.764	0.065	95	3.9
	LHS-M066	CO(2-1)	2.1	145.267	0.060	95	4.1
	LHS-M235	CO(3-2)	2.1	141.894	0.062	95	4.2
2012年09月25日	XMM-S070	CO(4-3)	2.0	163.533	0.200	240	3.7
2012年09月30日	LHS-S037	CO(2-1)	2.5	100.875	0.062	99	5.9
		CO(3-2)	2.5	151.335	0.140	133	4.0
	LHS-M104	CO(3-2)	3.9	90.809	0.056	107	6.6
		CO(5-4)	3.9	151.339	0.179	174	4.0
	LHS-M244	CO(2-1)	1.0	153.156	0.814	396	3.9
2012年10月01日	LHS-S119	CO(4-3)	3.9	165.353	0.158	174	3.6
2013年11月29日	LHS-S037	CO(3-2)	1.4	151.335	0.076	105	4.0
	LHS-S119	CO(4-3)	5.2	165.353	0.118	113	3.6
2013年11月30日	LHS-S119	CO(4-3)	1.4	165.353	0.084	108	3.6
	LHS-S037	CO(3-2)	3.2	151.335	0.041	92	4.0
	LHS-M104	CO(5-4)	0.7	151.339	0.059	97	4.0
2013年12月01日	LHS-M104	CO(5-4)	4.2	151.339	0.046	100	4.0
2013年12月02日	LHS-M104	CO(5-4)	1.4	151.339	0.028	85	4.0
	LHS-M066	CO(2-1)	2.5	145.267	0.019	84	4.1
	LHS-M244	CO(2-1)	2.0	153.156	0.067	102	3.9

注：静止频率为观测时设置光谱零速度对应频率 (接近目标谱线光学红移频率)；τ 为静止频率对应的大气不透明度；$T_{\rm sys}$ 为系统温度；δv 为原始速度分辨率，对应 2 MHz 谱分辨率。

3　观测结果

3.1　CO 发射谱线

我们在 8 个目标源中成功探测到 CO 辐射，共计 9 条发射线信号。其中 5 个信号为强探测信号，即速度积分流量的信噪比 (signal-to-noise ratio, SNR) $\leqslant$ 5，4 个信号为暂定探测 ($3 \leqslant SNR < 5$)。在 LHS-M104 中未探测到 $SNR > 3$ 的 CO(3-2) 信号，但探测到强 CO(5-4) 信号 ($SNR \approx 6$)。我们假设 LHS-M104 的 CO(3-2) 线宽与 CO(5-4) 线宽相同 (620 $\rm km \cdot s^{-1}$)，并使用预期所处基带的均方根 (root mean square, RMS) 噪声的 3 倍作为其流量上限。根据探测到的 CO(5-4) 信号强度，若采用 Carilli 和 Walter (2013)[14]给出的类星体转换因子 $r_{31} = L'_{\rm CO(3-2)}/L'_{\rm CO(1-0)} = 0.97$、$r_{51} = L'_{\rm CO(5-4)}/L'_{\rm CO(1-0)} = 0.69$，预期得到的 CO(3-2) 积分流量为 $S_{\rm CO}\Delta V = 1.75\ \rm Jy \cdot km \cdot s^{-1}$，预期的谱线积分流量之比 $S_{\rm CO(3-2)}\Delta V/S_{\rm CO(5-4)}\Delta V = 0.51$，这与我们估计的流量上限 (4.75 $\rm Jy \cdot km \cdot s^{-1}$) 和对应的

线比 (1.38) 相吻合 (见第 3.2 节)。XMM-S070 未探测到 $SNR > 3$ 的 CO(5-4) 信号，我们假设 300 $\mathrm{km\cdot s^{-1}}$ 线宽，并得到 3 倍 RMS 噪声的流量上限。该宽度已被用于估计类似红移处 ($z \approx 1.5$) 类星体 CO 发射线的流量上限[45]。在 LHS-S037 中同时探测到 CO(2-1) 和 CO(3-2) 两条发射线，其中较强 ($SNR \approx 6.8$) 的 CO(3-2) 发射线验证了较弱 ($SNR \approx 3.4$) 的 CO(2-1) 暂定探测的可靠性 (见第 3.2 节)。谱线测量得到的结果列于表 3，对应的光谱绘制于图 1。

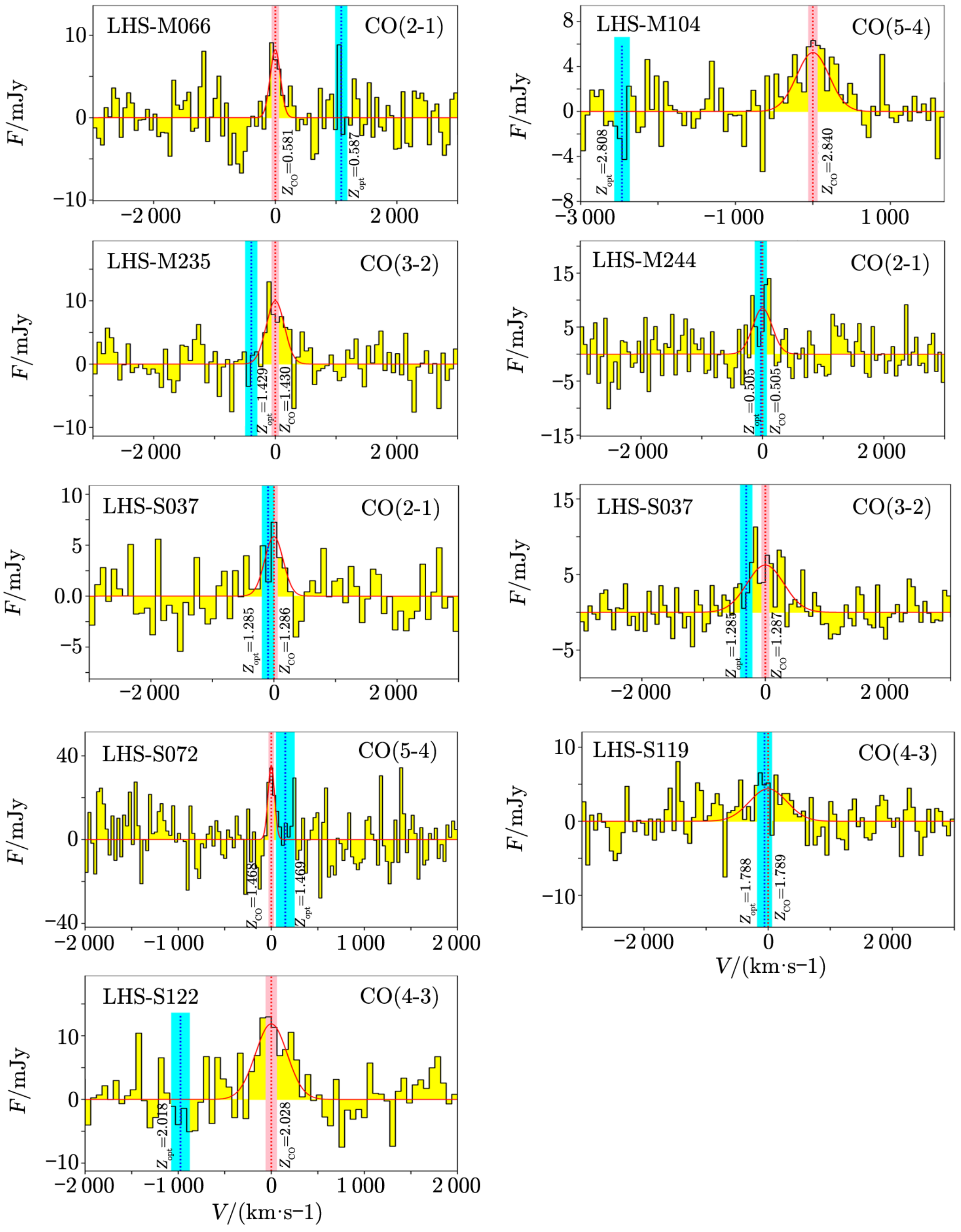
表 3　CO 发射线性质

名称	目标谱线	中心频率 /GHz	CO 红移	$S_{\mathrm{CO}}\Delta V$ /($\mathrm{Jy\cdot km\cdot s^{-1}}$)	$FWHM$ /($\mathrm{km\cdot s^{-1}}$)	S_{peak} /mJy	速度差 /($\mathrm{km\cdot s^{-1}}$)
LHS-M066	CO(2-1)	145.792	0.581±0.001	1.79±0.53	200±80	9.1±3.0	−1 090±120
LHS-M104	CO(3-2)	—	—	< 4.75	—	< 9.5	—
	CO(5-4)	150.086	2.840±0.001	3.43±0.59	620±120	6.3±2.1	2 470±120
LHS-M235	CO(3-2)	142.291	1.430±0.001	3.46±0.65	330±70	13.0±3.0	400±120
LHS-M244	CO(2-1)	153.168	0.505±0.001	4.10±0.86	400±90	14.0±3.9	30±110
LHS-S037	CO(2-1)	100.860	1.286±0.001	2.14±0.63	420±170	7.3±2.4	100±130
	CO(3-2)	151.177	1.287±0.001	4.85±0.71	730±130	11.3±2.1	310±120
LHS-S072	CO(5-4)	233.518	1.468±0.001	3.07±0.91	80±30	34.3±12.3	−150±100
LHS-S119	CO(4-3)	165.334	1.789±0.001	3.16±0.85	710±200	8.1±2.8	60±120
LHS-S122	CO(4-3)	152.267	2.028±0.001	5.23±0.82	420±80	13.0±3.5	980±120
XMM-S070	CO(4-3)	—	—	< 11.05	—	—	—

注：第 1 列和第 2 列分别表示目标源及谱线名称；第 3 列表示 CO 谱线拟合得到的中心频率，误差约为 30 MHz (下限为谱分辨率)；第 4－6 列分别表示 CO 谱线拟合得到的红移、积分流量、半高全宽 (精确至 10 $\mathrm{km\cdot s^{-1}}$)，误差为拟合误差；第 7 列表示 CO 谱线观测得到的峰值流量密度，对应谱分辨率约为 60 $\mathrm{km\cdot s^{-1}}$ (LHS-S072 谱分辨率约为 30 $\mathrm{km\cdot s^{-1}}$)；第 8 列表示 CO 红移与光学红移之间的速度差，精确至 10 $\mathrm{km\cdot s^{-1}}$。不确定性包含 CO 红移误差 (不低于谱分辨率) 与光学红移误差 (约 100 $\mathrm{km\cdot s^{-1}}$)。CO 观测频率低于光学红移预期频率记为正，否则为负。

大多数源的谱线宽度为 $200 \sim 700\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$ (80%)，与此前在类星体中探测到的 CO 线宽[29, 46, 47]类似。LHS-S072 的 CO(5-4) 线展现出较窄的线宽 ($FWHM < 100\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$)，这可能与它的引力透镜特性有关 (见第 4.1 节)。

在 4 条 CO 发射线中发现了与光学光谱红移超过 3σ 的速度偏差。其中 LHS-M066 中 CO(2-1) 线相对光学速度差约为 $-1\,100\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$ (相对光学红移对应频率的蓝移记为负)，LHS-M104 中 CO(5-4) 线约为 $+2\,500\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$ (相对光学红移对应频率的红移记为正)，LHS-M235 中 CO(3-2) 线约为 $400\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$，LHS-S122 中 CO(4-3) 线约为 $1\,000\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$。CO 发射线与光学红移的速度差列于表 3，对应的不确定性包括光学光谱红移不确定性以及 CO 谱线中心频率测量的不确定性。其中光学红移的速度不确定性约为 $100\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$，即表 1 中红移误差 (0.001) 对应的速度误差。Shen (2016)[48]发现，通过 Mg II 发射线测量的高红移类星体的速度普遍存在约 200 $\mathrm{km\cdot s^{-1}}$ 的不确定性，且较高比例 (40%) 的 [O III] 流量存在平均约为 700 $\mathrm{km\cdot s^{-1}}$ 的速度差。这可能是由于电离气体与分子气体之间存在相对运动 (如核区的气体外流[49])，该运动可能为我们提供观测到的部分速度差。超过 $1\,000\ \mathrm{km\cdot s^{-1}}$ 的速



注：强探测与暂定探测的 CO 发射光谱。红色实线为高斯拟合轮廓，红色竖虚线表示高斯拟合的中心位置。粉色区域为 1σ 不确定性 (不低于谱分辨率，约 $30 \sim 60\,\mathrm{km \cdot s^{-1}}$)。蓝色竖虚线表示光学红移位置，天蓝色区域表示 $100\,\mathrm{km \cdot s^{-1}}$ 不确定性。

图 1　CO 发射光谱

度差在其他类星体中同样被观测到，其形成原因仍有争议。例如，反冲黑洞模型认为，这种现象是因为驱动类星体的黑洞由双黑洞并合而成[50]。并合过程中释放引力波，导致形成的黑洞具有相对于宿主星系的速度[51] (量级为 $100 \sim 1\,000\ \mathrm{km \cdot s^{-1}}$)，并偏离星系中心。类似的现象也可能由双星系核造成[52]，即驱动类星体的黑洞受到其他黑洞的引力作用，产生相对速度和位置差，但理论预言这种情况概率较低 (在双黑洞系统中预计仅有约 1.5% 几率发生[53])。另外，类星体周围可能存在投影距离近而未被分辨出的富气体近邻星系[11]，两个星系的相对速度造成了类星体与气体的速度差。这种速度差的具体来源仍需后续观测确认。

3.2 分子气体含量

我们使用 Solomon 等人 (1997)[54] 提出的公式计算 CO 发射线的光度：

$$\mu L'_{\rm CO} = 3.25 \times 10^7 S_{\rm CO} \Delta V \nu_{\rm obs}^{-2} D_L^2 (1+z)^{-3} \quad , \tag{1}$$

其中，μ 为潜在的引力透镜放大因子，$L'_{\rm CO}$ 为 CO 发射线光度 (单位为 $\mathrm{K \cdot km \cdot s^{-1} \cdot pc^2}$)，$S_{\rm CO}\Delta V$ 为该发射线的积分流量 (单位为 $\mathrm{Jy \cdot km \cdot s^{-1}}$)，$\nu_{\rm obs}$ 为该发射线的观测频率 (单位为 GHz)，D_L 为光度距离，z 为该发射线的红移 (无有效探测的发射线使用光学红移及对应频率)。计算得到的结果列于表 4。

表 4 分子气体性质

名称	观测谱线	$\mu L'_{\rm CO}$ /($10^{10}\,\mathrm{K \cdot km \cdot s^{-1} \cdot pc^{-2}}$)	$\mu L'_{\rm CO(1-0)}$ /($10^{10}\,\mathrm{K \cdot km \cdot s^{-1} \cdot pc^{-2}}$)	$\mu M_{\rm mol}$ /($10^{10}\,M_\odot$)
LHS-M066	CO(2-1)	0.85±0.25	0.86±0.25	0.7±0.2
LHS-M104	CO(3-2)	<19.62	<20.22	<16.1
	CO(5-4)	5.20±0.92	7.53±1.33	6.0±1.1
LHS-M235	CO(3-2)	4.72±0.89	4.86±0.92	3.9±0.7
LHS-M244	CO(2-1)	1.46±0.30	1.48±0.31	1.2±0.2
LHS-S037	CO(2-1)	4.92±1.45	4.97±1.47	4.0±1.2
	CO(3-2)	4.97±0.72	5.12±0.75	4.1±0.6
LHS-S072	CO(5-4)	1.45±0.43	2.10±0.62	1.7±0.5
LHS-S119	CO(4-3)	3.35±0.90	3.85±1.03	3.1±0.8
LHS-S122	CO(4-3)	6.94±1.09	7.98±1.25	6.4±1.0
XMM-S070	CO(4-3)	<12.07	<13.88	<11.1

注：纠正引力透镜效应后 (见第 4.1 节)，LHS-S072 中的物理量为 $L'_{\rm CO} = 0.12 \pm 0.06$、$L'_{\rm CO(1-0)} = 0.17 \pm 0.08$、$M_{\rm mol} = 0.14 \pm 0.07$ (误差包括引力透镜放大倍数的不确定性)。

由于源在光学波段表现为类星体，同时 Dai 等人 (2012)[10] 的能谱拟合表明活动星系核在红外有显著贡献，我们使用 Carilli 和 Walter (2013)[14] 给出的类星体中的转换因子将不同能级的 CO 发射线光度 $L'_{\rm CO}$ 转换为 CO(1-0) 光度 $L'_{\rm CO(1-0)}$，分别为 $r_{21} = L'_{\rm CO(2-1)}/L'_{\rm CO(1-0)} = 0.99$、$r_{31} = L'_{\rm CO(3-2)}/L'_{\rm CO(1-0)} = 0.97$、$r_{41} = L'_{\rm CO(4-3)}/L'_{\rm CO(1-0)} = 0.87$、$r_{51} = L'_{\rm CO(5-4)}/L'_{\rm CO(1-0)} = 0.69$，如表 4 所示。

已有观测表明，类星体的 CO 发射线来自于单一组分[14]，因此我们预期不同能级转换

得到的低能级光度相同。LHS-M037 中 CO(3-2) 和 CO(2-1) 发射线的确得到了基本一致的 $\mu L'_{\mathrm{CO(1-0)}}$，这从侧面验证了转换因子选择的准确性，即该源处在类星体主导的激发环境中。LHS-M104 中，通过 CO(3-2) 给出的 $\mu L'_{\mathrm{CO(1-0)}}$ 上限也与通过 CO(5-4) 得到的 $\mu L'_{\mathrm{CO(1-0)}}$ 值吻合，表明我们在 CO(3-2) 测量中估计的流量上限是合理的。

为计算分子气体质量 M_{mol}，我们假设 $L'_{\mathrm{CO(1-0)}}$ 与 M_{mol} 之间存在线性关系：

$$M_{\mathrm{mol}} = \alpha L'_{\mathrm{CO(1-0)}} \quad , \tag{2}$$

其中，转换因子 $\alpha = 0.8\, M_{\odot}\, (\mathrm{K \cdot km \cdot s^{-1} \cdot pc^2})^{-1}$[55]，该取值已被广泛应用于不同红移处的类星体[12, 56, 57]。注意 Dunne 等人 (2022)[58]给出了 SMG 中 $\alpha = 4.0\, M_{\odot}\, (\mathrm{K \cdot km \cdot s^{-1} \cdot pc^2})^{-1}$，对应的分子气体质量将增大5倍。但由于该批样本在光学和远红外均展现出活动星系核主导的明显迹象，较低的转换因子将更好地描述系统中 CO 的激发情况，后续讨论中将不考虑转换因子引入的误差。计算得到的 M_{mol} 列于表 4。对于显示出受到引力透镜效应影响严重的 LHS-S072 (见第 4.1 节)，同时给出纠正引力透镜放大效应后的值。大部分有 CO 探测的源 (75%) 的分子气体质量量级为 $10^{12}\, M_{\odot}$。

4　讨论

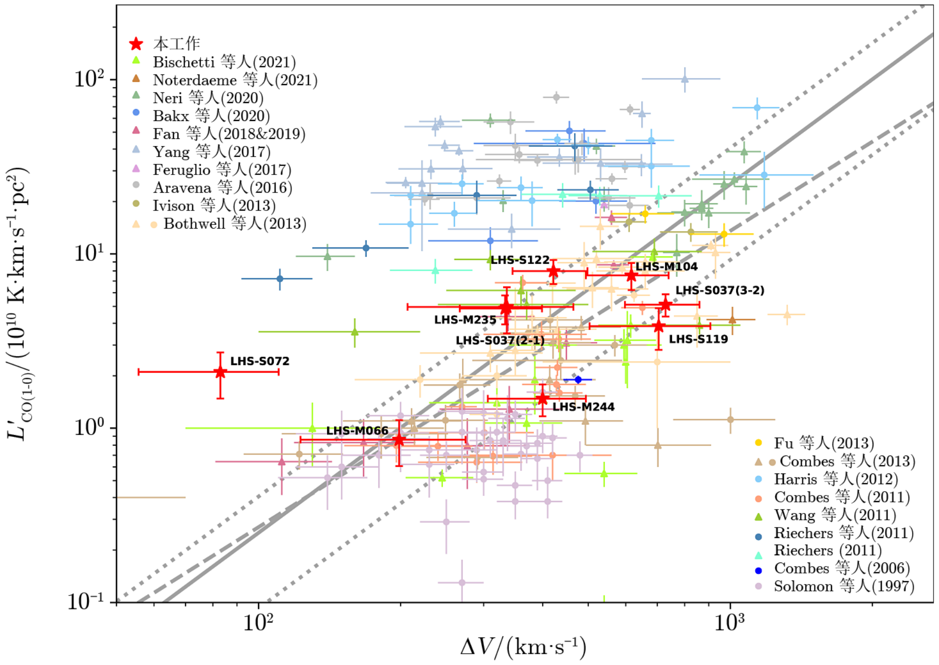
4.1　引力透镜效应

要准确测量分子气体质量、恒星形成率等信息，必须得知源的亮度是否被引力透镜放大。但是，由于缺乏成像观测，我们无法利用图像判断引力透镜放大的迹象。IRAM-30m 望远镜的指向精度 (约 $3''$) 和分辨率 (约 $10'' \sim 30''$，见第 2.2 节) 也远远低于分辨该样本所需的能力 ($< 1.5''$，对应 $0.5 < z < 3$ 处约 10 kpc 空间尺度)。因此，我们采用 CO 发射线的诊断关系来研究这批样本的引力透镜放大情况。该关系由 Harris 等人 (2012)[27]首次提出，已被广泛应用于判断未被空间分辨的源是否被引力透镜严重放大。图 2 横轴为 CO 发射线的半高全宽 ΔV，纵轴为未纠正引力透镜放大效应的 CO(1-0) 光度 $\mu L'_{\mathrm{CO(1-0)}}$。图中画出文献中约 200 个被引力透镜放大和未被引力透镜放大的星系，以及本研究 8 个源中探测到的 9 条 CO 发射线。为求一致，所有文献中的观测结果都重新使用本文中的宇宙学参数 (见第 1 章) 进行计算。

在该诊断图中，星系形成两个区域。未被引力透镜放大 (或仅稍微放大) 的星系大致遵循对数坐标下的线性关系，可用位力形式的公式[59]描述：

$$\mu L'_{\mathrm{CO(1-0)}} = \frac{C(\Delta V/2\sqrt{2\ln 2})^2 R}{\alpha\, G} \quad , \tag{3}$$

其中，R 为 CO 发射区的半径 (单位为 pc)，G 为万有引力常数，C 为与该星系运动学相关的常数。而被引力透镜严重放大的星系则在同样的线宽下具有更高的光度，因此位于该关系的左上方。Erb 等人 (2006)[69]指出了两种极端情况，即盘模型下 $C = 2.1$、$R = 5$、$\alpha = 4.6$，椭球模型下 $C = 5$、$R = 2$、$\alpha = 1.0$。我们将它们作为未被引力透镜严重放大星系的边界 (图 2 中的灰色点状线)，它们界定了大多数的未被引力透镜严重放大的星系。



注：本研究观测的 8 个源 (标记发射线能级) 中，7 个源位于未被引力透镜严重放大的区域，1 个源展现出严重放大迹象。同时画出的源包括被引力透镜放大与未被放大的 SMG 和 DSFG[27, 28, 59–61]、中低红移ULIRG[54, 62–64]、中高红移 QSO 及伴源[12, 29, 65–68]。中高能级 ($J \geqslant 3$) CO 线标记为实心三角，低能级 ($J = 1$ 或 2) CO 线标记为实心圆。灰色实线代表 Bothwell 等人 (2013)[28] 中未被引力透镜严重放大星系遵循的关系，灰色虚线代表 Harris 等人 (2012)[27] 拟合的关系，灰色点状线代表该区域边界[69]。

图 2　引力透镜放大诊断图

我们在样本中探测到的 CO 发射线既有低能级 ($J \leqslant 2$)，也有中能级 ($J = 3/4$) 和高能级 ($J \geqslant 5$)。为了确认使用中高能级发射线进行判断的合理性，图 2 区分了中高能级的观测数据 (实心三角) 和低能级的观测数据 (实心圆)。计算时所用红移均为对应发射线的红移，并根据 Carilli 和 Walter (2013)[14] 给出的转换因子将各自能级的光度转换为 $L'_{\rm CO(1-0)}$。其中类星体中使用的转换因子与本研究相同 (见第 3.2 节)，无明显 AGN 活动的 SMG 中使用的转换因子为：$r_{21} = 0.85$、$r_{31} = 0.66$、$r_{41} = 0.46$、$r_{51} = 0.39$。我们发现 CO 中高能级发射线同样能够根据引力透镜效应将星系分为两类，且通过同时具有不同能级发射线观测的源[28, 64] 可知，使用不同能级基本不改变结论。注意在 LHS-M037 中，CO(3-2) 的线宽大于 CO(2-1) 线。CO(2-1) 线的低信噪比给线宽测量带来较大的不确定性。但若该线宽是真实的，则更高阶的 CO 线可能是由于受到星系中物理过程的影响 (如激波、外流)，因而展现出更大的速度弥散，尽管目前的观测无法甄别这点。

在探测到 CO 发射线的 8 个源中，7 个都位于未被引力透镜严重放大的区域，因此我们认为它们的亮度并未受到引力透镜效应的严重影响，即放大倍数 $\mu \approx 1$。由于在 LHS-M104 中未探测到 $SNR > 3$ 的 CO 信号，无法给出线宽信息，在此不对其引力透镜放大情况进

行讨论。LHS-S072 位于被严重放大区域，因此很可能已经受到引力透镜的严重放大。图 2 中的灰色实线为 Bothwell 等人 (2013)[28]给出的最佳拟合 $\mu L'_{\rm CO(1-0)} = 5.4\Delta V^2$，而灰色虚线为 Harris 等人 (2012)[27] 给出的最佳拟合。将 Bothwell 等人 (2013)[28]提出的关系预测的 $L'_{\rm CO(1-0)}$ 作为真实光度，并将椭球模型预测的 $L'_{\rm CO(1-0)}$ 作为 1σ 偏离值，计算得到 LHS-072 可能的放大率 μ 为 12.2 ± 4.7。我们使用该放大率估计出真实的 $L'_{\rm CO}$、$L'_{\rm CO(1-0)}$ 和 $M_{\rm mol}$ (见表 4)，以及红外光度 $L_{\rm IR}$ 和恒星形成率 (star formation rate, SFR) 等 (见第 4.2 节与表 5)。由于 LHS-S072 探测到高能级的 CO(5-4) 谱线，低能级的线宽可能更窄，因此此处估计的放大率可能仅为下限。我们仍须进行高分辨率观测以确定这个源具体的放大情况，并排除其他源中潜在的引力透镜放大。

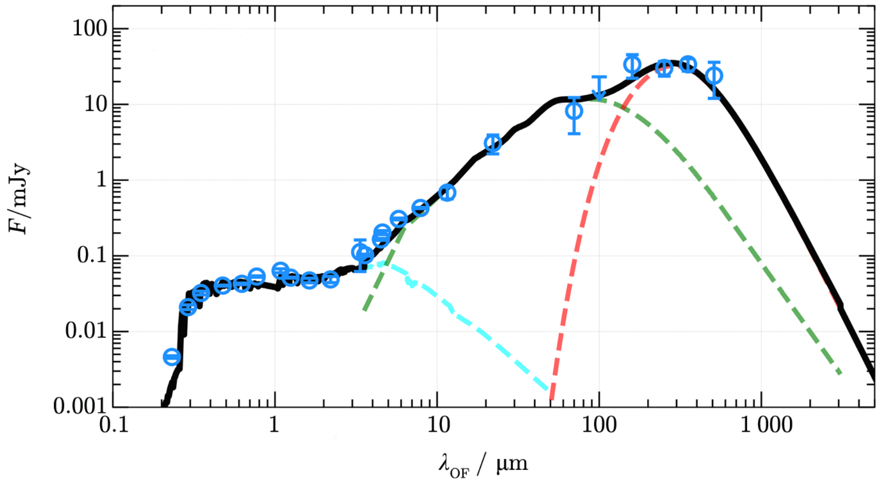
4.2　红外能谱性质

对于 LHS 天区中的 8 个源，Dai 等人 (2012)[10]通过 SED 拟合给出红外光度等信息 (见表 1)。为获取同样的信息，我们对 XMM 天区中的源 XMM-S070 进行 SED 拟合。拟合使用的观测数据来自星系演化探测器 (GALEX) 的紫外测光 (FUV 和 NUV波段)[70]、XMM-Newton 望远镜的紫外测光 (UVW1)[71]、SDSS 的光学测光 (u、g、r、i、z 波段)[72]、UKIRT 红外深空巡天 (UKIDSS) 的近红外测光 (J、H、K 波段)[73]、SWIRE 巡天的近红外数据 (IRAC 仪器，观测波长为 3.6, 4.5, 5.8, 8.0 μm)[37]、WISE 红外巡天的中红外数据 (观测波长为 3.4, 4.6, 12, 22 μm)[74]，以及 Herschel 的远红外数据 (PACS 仪器，观测波长为 70, 100, 160 μm ；SPIRE 仪器，观测波长为 250, 350, 500 μm)[75]。

能谱拟合使用 Liu 等人 (2021)[76]开发的代码 MICHI2，将物理模型与滤光片响应曲线相结合产生全色光谱，并进行卡方 (χ^2) 分析，得到物理参数。我们拟合时采用的模型包括 Bruzual 和 Charlot (2003)[77]提出的恒星成分、Mullaney 等人 (2011)[78]提出的 AGN 模型，以及修正黑体形式的尘埃模型。在本研究中，我们主要关注静止坐标系下红外波段的性质，即 AGN 活动与星际尘埃成分。由于富尘埃系统中光学波段拟合引入的不确定性较大，参与拟合的 AGN 模型在短波截断至静止波长 1 μm 处。在修正黑体模型中，我们固定发射因子 $\beta = 2.0$，与 Dai 等人 (2012)[10] 一致。考虑到 SPIRE 在 500 μm 处分辨率较低，得到的流量可能含有来自其他源的污染，我们在拟合时将其误差扩大至 50%。SED 及拟合绘制于图 3。SED 拟合得到未纠正引力透镜效应的尘埃质量 $\mu M_{\rm dust} = 10^{8.9\pm0.6} M_{\odot}$、冷尘埃温度 $T_{\rm dust} = (44 \pm 19)\,{\rm K}$。这些尘埃性质与此前发现的 DBQ[10, 79, 80]相似。

我们采用 Dai 等人 (2012)[10]使用的方法，对实际观测到的能谱在静止波长 $2 \sim 10$ μm 积分得到近红外光度 $\mu L_{\rm NIR} = 2.4 \times 10^{12}\,L_{\odot}$；对拟合得到的能谱在静止波长 $40 \sim 300$ μm 积分得到远红外光度 $\mu L_{\rm FIR} = 3.1 \times 10^{12}\,L_{\odot}$。图 3 表明，$L_{\rm NIR}$ 主要由 AGN 贡献，而 $L_{\rm FIR}$ 主要由星际尘埃贡献。我们将拟合得到的 AGN 成分能谱从静止波长 $1 \sim 1\,000$ μm 进行积分，得到 AGN 红外光度 $\mu L_{\rm IR,\,SB} = (8.7 \pm 0.1) \times 10^{12}\,L_{\odot}$；将拟合得到的尘埃成分能谱从静止波长 $8 \sim 1\,000$ μm 进行积分，得到星暴红外光度 $\mu L_{\rm IR,\,SB} = (2.6 \pm 1.3) \times 10^{12}\,L_{\odot}$。我们发现，$\mu L_{\rm IR,\,SB}$ 与 $\mu L_{\rm FIR}$ 没有明显区别 (差异低于 1σ)。

图 4 给出本研究观测的 9 个 DBQ 远红外光度与 CO 发射线光度之间的关系。横坐标使用表 1 中的 $L_{\rm FIR}$ 以及 4.2 节 XMM-S070 拟合得到的 $\mu L_{\rm IR,\,SB}$。4.1 节中 LHS-S072 可能的引



注：坐标横轴为观测波长，纵轴为流量密度。蓝色空心圆为观测数据，下箭头代表流量密度上限。黑色实线为拟合得到的能谱分布，天蓝色曲线为恒星成分，绿色曲线为 AGN 成分，红色曲线为尘埃成分，$z = 1.819$。

图 3　XMM-S070 的 SED 拟合

力透镜放大效应得到改正，改正后的 $L_{\rm FIR}$ 为 $(3.2\pm1.4)\times10^{11}L_\odot$，误差包括引力透镜放大倍数的不确定性。纵坐标使用纠正引力透镜效应的 $L'_{\rm CO(1-0)}$ (见表 4)。图中同时绘制文献中约 70 个 QSO[13, 65, 81–83]、ULIRG/SMG[84–87] 作为对比。灰色虚线表示 Solomon 与 Vanden Bout (2005)[88] 给出的早期宇宙分子发射线星系 (early universe molecular emission line galaxy, EMG) 关系，包括 QSO、ULIRG、射电星系等。本研究使用的 DBQ 样本与该关系基本相符，表明这类富尘埃类星体的恒星形成效率与此前研究中的 QSO 或 SMG 相似。LHS-M244 向上偏离该关系显著，注意该源同时具有较低的 AGN 相对强度，和较高的气体耗竭时间 (见 4.3 节)；因此这种偏离可能由于该源的分子气体含量相对更高。目前 XMM-S070 的气体含量上限无法说明它是否遵守该关系。在改正引力透镜效应后，LHS-S072 向下偏离该关系，这可能由于引力透镜纠正引入较大的不确定性。另外，LHS-S072 具有最高的 AGN 相对强度 (见 4.3 节)，因此偏离也可能是 AGN 活动对宿主星系恒星形成负反馈的体现。

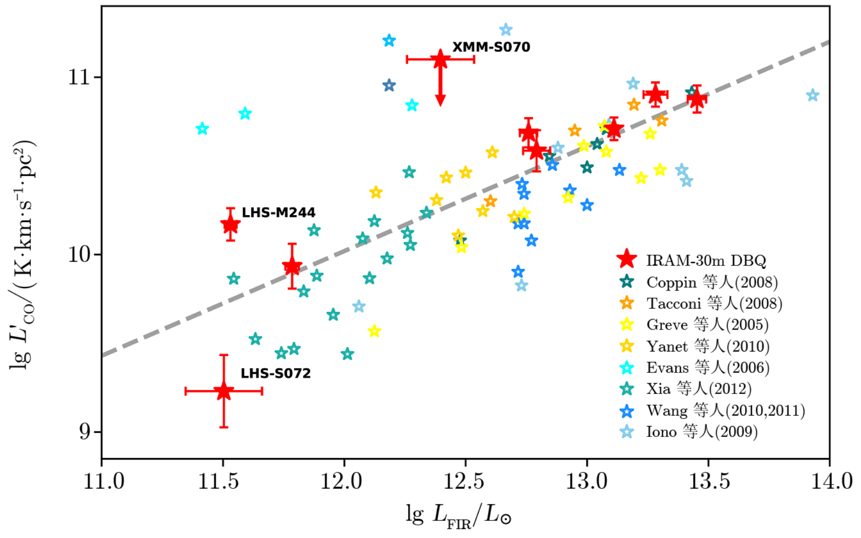
4.3　恒星形成性质

为了对 DBQ 的 SFR 进行估计，我们使用 Chabrier 初始质量函数[35]，对 Kennicutt (1998)[89] 提出的转换公式进行 0.7 倍改正[90]，得到转换公式：

$$\mu SFR\,(M_\odot\cdot a^{-1}) = 1.2\times10^{-10}\,\mu L_{\rm IR,\,SB}\,(L_\odot)\quad . \tag{4}$$

我们采用 Chabrier 初始质量函数，再结合 Dai 等人 (2012)[10] 给出的 $L_{\rm FIR}$，对所有 9 个源的 SFR 重新进行计算；使用 4.2 节给出的 $\mu L_{\rm IR,\,SB}$ 计算 XMM-S070 的 SFR。基于 3.2 节得到的分子气体质量，我们计算出气体的耗竭时间，其表示为：

$$t_{\rm dep} = \frac{M_{\rm mol}}{SFR}\quad . \tag{5}$$



注：灰色虚线代表 Solomon 与 Vanden Bout (2005)[88] 给出的 EMG 关系。同时绘制出 QSO、ULIRG/SMG 作为对比。DBQ 样本基本遵循该关系，仅有少数偏离 (见正文)。

图 4　红外光度与 CO 发射线光度关系图

所有计算结果列于表 5。大部分有 CO 探测的源 (75%) 的 $t_{dep} \lesssim 60$ Ma，显著低于椭圆星系的生命时标 (10 Ga 量级)[91]，证明 DBQ 处于短暂的演化过渡时期。这一时标也短于典型的类星体生命时标 (100 Ma 量级)[92]，意味着在 DBQ 阶段后，星系将演化为息产的类星体，除非星系的初始质量函数显著不同于 Chabrier (2003)[35]，或恒星形成得到来自星系外部的气体补充。此前的红外及毫米波观测[10, 93] 发现，仅有 20% ~30% 的类星体与高红外流量的星暴星系共存；这表明 DBQ 阶段在类星体演化过程中占比较低，这与我们观测到 DBQ 的相对短时标一致。

为探索 AGN 与恒星形成活动的关系，我们定义 AGN 在星系中的相对强度 $f_{AGN} = L_{NIR}/(L_{FIR} + L_{NIR})$，计算结果列于表 5。$f_{AGN}$ 与 t_{dep} 呈现出负相关关系 (见图 5)，表明 AGN 活动与恒星形成效率正相关。我们将有 CO 探测的 8 个源进行最小二乘法拟合，得到：

$$\lg(t_{dep}) = -2.6(\pm1.1) \times f_{AGN} + 2.7(\pm0.4) \quad , \tag{6}$$

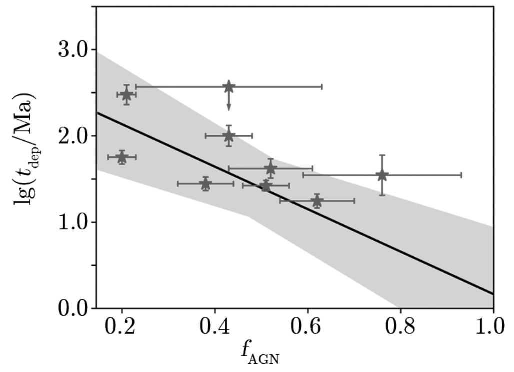
其中，t_{dep} 的单位为 Ma。

大量巡天研究表明，AGN 吸积率与恒星形成率同时在红移为 2 左右达到峰值[94]，这表明 AGN 与恒星形成之间存在协同关系。在 Bournaud 等人[8] 于 2011 年提出的冷流模型中，冷气体流同时促进恒星形成与 AGN 活动，因此 AGN 活动与恒星形成效率的正相关关系与该模型一致。后续仍需要更多样本以判断此关系是否存在，并对其进行更好的约束。

表 5　恒星形成性质

名称	SFR $/(M_\odot\cdot \mathrm{a}^{-1})$	t_{dep} /Ma	f_{AGN}
LHS-M066	70±10	100 ± 32	0.43±0.05
LHS-M104	3 410±310	18±4	0.62±0.08
LHS-M235	690±60	57± 11	0.20±0.03
LHS-M244	40±10	300 ± 90	0.21±0.02
LHS-S037	1 550±60	26 ± 4	0.51±0.05
LHS-S072	40±20	36 ± 13	0.76±0.17
LHS-S119	740±100	42 ± 12	0.52±0.09
LHS-S122	2 300±280	28 ± 6	0.38±0.06
XMM-S070	300±160	<370	0.44±0.20

注：第 1 列表示源的名称；第 2 列表示恒星形成率，其中 LHS-S072 的引力透镜效应已经纠正；第 3 列表示气体耗竭时间；第 4 列表示 AGN 相对强度 $f_{\mathrm{AGN}} = L_{\mathrm{NIR}}/(L_{\mathrm{FIR}} + L_{\mathrm{NIR}})$。



注：深灰色星形代表本文中研究的 9 个 DBQ，箭头代表上限。黑色实线代表拟合关系 (见式 (6))，灰色区域代表 1σ 误差范围。AGN 的相对强度与气体的耗竭时间呈现出负相关关系。

图 5　红外光度与 CO 发射线光度关系图

5　总结与展望

我们使用 IRAM-30m 望远镜，对 9 个富尘埃宽发射线类星体中的 CO 发射线进行了观测。8 个目标源中探测到 9 条 $SNR > 3$ 的信号，其中，5 条发射线信号为暂定探测 $(3 < SNR < 5)$，4 条发射线信号为强探测 $(SNR > 5)$。

CO 线宽约为 $(200 \sim 700)$ km·s^{-1}。4 条发射线存在与光学红移 $(400 \sim 2\,500)$ km·s^{-1} 不等的速度差，可能由系统内部的运动或伴源造成。通过类星体转换因子，得到的 $\mu L'_{\mathrm{CO(1-0)}}$ 为 $10^{10}\,\mathrm{K\cdot km\cdot s^{-1}\,pc^2}$ 量级，对应的分子气体质量 μM_{mol} 为 $10^{10}\,M_\odot$ 量级。

利用 CO 线宽与光度关系，我们估计其中 7 个源未被引力透镜严重放大，因此光度等信息为真实值。源 LHS-S072 可能被引力透镜严重放大，放大倍数 $\mu \approx 12$。

我们对 XMM-S070 的能谱进行拟合，结合文献中其他源的红外信息，发现该 DBQ 样本的纠正引力透镜红外光度表明它们为 LIRG 或以上。它们基本符合 EMG 的远红外光度与 CO 光度关系，这表明该 DBQ 样本与更贫尘埃或更少 AGN 活动的星暴星系相比，恒星形成效率并无明显区别。

在 Chabrier 初始质量函数下，我们对该样本的恒星形成率进行了估计，约为 $10 \sim 1\,000\,M_\odot\cdot \mathrm{a}^{-1}$ 量级。大部分源的气体耗竭时间 $\lesssim 60$ Ma，表明 DBQ 为类星体演化中短暂的阶段。我们发现 AGN 相对强度与星系恒星形成效率之间存在正相关关系，但该关系仍需后续观测进一步证实。

本研究中的 DBQ 样本提供了星系从富尘埃向类星体演化的重要样本。我们通过 CO 发射线观测纠正它们的引力透镜放大效应后，证明它们是存在时标短暂的演化过渡阶段。DBQ 阶段，AGN 对宿主星系的恒星形成可能有促进作用，这对研究 AGN 与宿主星系的协

同演化有重要意义。未来我们仍需要高分辨率观测，以甄别这些源中的星际介质分布，并排除可能的引力透镜效应。类似的观测需要扩大到更多样本中，以更好地确定 AGN 与恒星形成之间的关系。

参考文献：

[1] Sanders D B, Soifer B T, Elias J H, et al. ApJ, 1988, 325: 74
[2] Duras F, Bongiorno A, Piconcelli E, et al. A&A, 2017, 604: A67
[3] Vayner A, Zakamska N, Wright S A, et al. ApJ, 2021, 923: 59
[4] Perna M, Arribas S, Santaella M P, et al. A&A, 2021, 646: A101
[5] Di Matteo T, Springel V, Hernquist L. Nature, 2005, 433: 604
[6] Bower R G, Benson A J, Malbon R, et al. MNRAS, 2006, 370: 645
[7] Hopkins P F, Hernquist L, Cox T J, et al. ApJS, 2006, 163: 1
[8] Bournaud F, Dekel A, Teyssier R, et al. ApJ, 2011, 741: L33
[9] Antonucci R. ARA&A, 1993. 31: 473
[10] Dai Y S, Bergeron J, Elvis M, et al. ApJ, 2012, 753: 33
[11] Ivison R J, Page M J, Cirasuolo M, et al. MNRAS, 2019, 489: 427
[12] Bischetti M, Feruglio C, Piconcelli E, et al. A&A, 2021, 645: A33
[13] Coppin K E K, Swinbank A M, Neri R, et al. MNRAS, 2008, 389: 45
[14] Carilli C L, Walter F. ARA&A, 2013, 51: 105
[15] Gómez P L, Nichol R C, Miller C J, et al. ApJ, 2003, 584: 210
[16] Lee J C, de Paz A G, Tremonti C, et al. ApJ, 2009, 706: 599
[17] Farrah D, Bernard-Salas J, Spoon H W W, et al. ApJ, 2007, 667: 149
[18] Pope A, Chary R-R, Alexander D M, et al. ApJ, 2008, 675: 1171
[19] Vieira J D, Crawford T M, Switzer E R, et al. ApJ, 2010, 719: 763
[20] Bussmann R S, Pérez-Fournon I, Amber S, et al. ApJ, 2013, 779: 25
[21] Negrello M, Hopwood R, Dye S, et al. MNRAS, 2014, 440: 1999
[22] Cañameras R, Nesvadba N P H, Guery D, et al. A&A, 2015, 581: A105
[23] Kneib J P, van der Werf P P, Knudsen K K, et al. MNRAS, 2004, 349: 1211
[24] Combes F, Rex M, Rawle T D, et al. A&A, 2012, 538: L4
[25] Timmons N, Cooray A, Riechers D A, et al. ApJ, 2016, 829: 21
[26] Rybak M, Hodge J A, Vegetti S, et al. MNRAS, 2020, 494: 5542
[27] Harris A I, Baker A J, Frayer D T, et al. ApJ, 2012, 752: 152
[28] Bothwell M S, Smail I, Chapman S C, et al. MNRAS, 2013, 429: 3047
[29] Feruglio C, Ferrara A, Bischetti M, et al. A&A, 2017, 608: A30
[30] Neri R, Cox P, Omont A, et al. A&A, 2020, 635: A7
[31] Dye S, Furlanetto C, Swinbank A M, et al. MNRAS, 2015, 452: 2258
[32] Rybak M, Vegetti S, McKean J P, et al. MNRAS, 2015, 453: L26
[33] Spilker J S, Marrone D P, Aravena M, et al. ApJ, 2016, 826: 112
[34] Giulietti M, Lapi A, Massardi M, et al. ApJ, 2023, 943: 151
[35] Chabrier G. PASP, 2003, 115: 763
[36] Planck Collaboration, et al. A&A, 2020, 641: A6
[37] Lonsdale C J, Smith H E, Rowan-Robinson M, et al. PASP, 2003, 115: 897
[38] Fabricant D, Fata R, Roll J, et al. PASP, 2005, 117: 1411
[39] Hatziminaoglou E, Fritz J, Franceschini A, et al. MNRAS, 2008, 386: 1252
[40] Schneider D P, Hall P B, Richards G T, et al. AJ, 2007, 134: 102

[41] Oliver S J, Wang L, Smith A J, et al. A&A, 2010, 518: L21
[42] Roseboom I G, Oliver S J, Kunz M, et al. MNRAS, 2010, 409: 48
[43] Kramer C. https://safe.nrao.edu/wiki/pub/KPAF/KfpaPipelineReview/kramer_1997_cali_rep.pdf, 1997
[44] Greaves J S, Richards A M S, Bains W, et al. Nat Astron, 2021, 5: 726
[45] Kakkad D, Mainieri V, Brusa M, et al. MNRAS, 2017, 468: 4205
[46] Guilloteau S, Omont A, Cox P, et al. A&A, 1999, 349: 363
[47] Cox P, Omont A, Djorgovski S G, et al. A&A, 2002, 387: 406
[48] Shen Y. ApJ, 2016, 817: 55
[49] Richards G T, Kruczek N E, Gallagher S C, et al. AJ, 2011, 141: 167
[50] Chiaberge M, Ely J C, Meyer E T, et al. A&A, 2017, 600: A57
[51] Komossa S. Advances in Astronomy, 2012, 2012: 364973
[52] Civano F, Elvis M, Lanzuisi G, et al. ApJ, 2012, 752: 49
[53] Civano F, Elvis M, Lanzuisi G, et al. ApJ, 2010, 717: 209
[54] Solomon P M, Downes D, Radford J E, et al. ApJ, 1997, 478: 144
[55] Downes D, Solomon P M. ApJ, 1998, 507: 615
[56] Riechers D A, Walter F, Carilli C L, et al. ApJ, 2009, 690: 463
[57] Walter F, Weiß A, Downes D, et al. ApJ, 2011, 730: 18
[58] Dunne L, Maddox S J, Papadopoulos P P, et al. MNRAS, 2022, 517: 962
[59] Aravena M, Spilker J S, Bethermin M, et al. MNRAS, 2016, 457: 4406
[60] Yang C, Omont A, Beelen A, et al. A&A, 2017, 608: A144
[61] Bakx T J L C, Dannerbauer H, Frayer D, et al. MNRAS, 2020, 496: 2372
[62] Combes F, García-Burillo S, Braine J, et al. A&A, 2006, 460: L49
[63] Combes F, García-Burillo S, Braine J, et al. A&A, 2011, 528: A124
[64] Combes F, García-Burillo S, Braine J, et al. A&A, 2013, 550: A41
[65] Wang R, Carilli C L, Neri R, et al. ApJ, 2010, 714: 699
[66] Riechers D A. ApJ, 2011, 730: 108
[67] Riechers D A, Carilli C L, Maddalena R J, et al. ApJ, 2011, 739: L32
[68] Noterdaeme P, Balashev S, Combes F, et al. A&A, 2021, 651: A17
[69] Erb D K, Steidel C C, Shapley A E, et al. ApJ, 2006, 646: 107
[70] Martin D C, Fanson J, Schiminovich D, et al. ApJ, 2005, 619: L1
[71] Jansen F, Lumb D, Altieri B, et al. A&A, 2001, 365: L1
[72] Abazajian K N, Adelman-McCarthy J K, Agüeros M A, et al. ApJS, 2009, 182: 543
[73] Lawrence A, Warren S J, Almaini O, et al. MNRAS, 2007, 379: 1599
[74] Wright E L, Eisenhardt P R M, Mainzer A K, et al. AJ, 2010, 140: 1868
[75] Pilbratt G L, Riedinger J R, Passvogel T, et al. A&A, 2010, 518: L1
[76] Liu D, Daddi E, Schinnerer E, et al. ApJ, 2021, 909: 56
[77] Bruzual G, Charlot S. MNRAS, 2003, 344: 1000
[78] Mullaney J R, Alexander D M, Goulding A D, et al. MNRAS, 2011, 414: 1082
[79] Omont A, Cox P, Bertoldi F, et al. A&A, 2001, 374: 371
[80] Omont A, Beelen A, Bertoldi F, et al. A&A, 2003, 398: 857
[81] Evans A S, Solomon P M, Tacconi L J, et al. AJ, 2006, 132: 2398
[82] Xia X Y, Gao Y, Hao C N, et al. ApJ, 2012, 750: 92
[83] Wang R, Wagg J, Carilli C L, et al. AJ, 2011, 142: 101
[84] Greve T R, Bertoldi F, Smail I, et al. MNRAS, 2005, 359: 1165
[85] Tacconi L J, Genzel R, Smail I, et al. ApJ, 2008, 680: 246
[86] Iono D, Wilson C D, Yun M S, et al. ApJ, 2009, 695: 1537
[87] Yan L, Tacconi L J, Fiolet N, et al. ApJ, 2010, 714: 100
[88] Solomon P M, Vanden Bout P A. ARA&A, 2005, 43: 677
[89] Kennicutt R C. ApJ, 1998, 498: 541

[90] Davé R. MNRAS, 2008, 385: 147
[91] De Lucia G, Springel V, White S D M, et al. MNRAS, 2006, 366: 499
[92] Hopkins P F, Hernquist L. ApJ, 2009, 698: 1550
[93] Wang R, Carilli C L, Wagg J, et al. ApJ, 2008, 687: 848
[94] Gruppioni C, Béthermin M, Loiacono F, et al. A&A, 2020, 643: A8

CO Emission of Dust-Rich Broad-Emission-Line Quasars

LIU Feng-yuan[1,2], DAI Yu[1,2], WU Jing-wen[2,1]

(1. National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: Dust-rich broad-emission-line qusars (DBQs) are in a critical phase in galaxy evolution, whose star-forming potential can be revealed by the molecular gas. We used the IRAM-30m telescope to observe CO emission lines in nine DBQs at $0.5 < z < 3$, and detected nine lines at different transitions in eight sources. Five lines are strong detections, and four lines are tentative detections. According to the CO line-width versus line luminosity diagram, seven sources satisfy the unlensed/slightly-lensed relation, while one is likely to be strongly lensed by a factor of about 12. With lensing-corrected infrared luminosities from the literature and SED fitting, we estimate their star formation rates to be approximately $40 \sim 3\,500\, M_{\odot}\cdot\mathrm{a}^{-1}$, and the gas depletion time to be approximately $20 \sim 300\,\mathrm{Ma}$. Their star formation efficiency shows no significant difference from other SMGs and QSOs comparing their IR and CO luminosities. We find a negative correlation between AGN relative strength and gas depletion time, which is consistent with the QSO evolutionary model.

Key words: molecular gas; quasars; broad emission lines; gravitational lensing